

Использование метода трехуровневой лазерной спектроскопии для исследования сверхтонкой структуры эмиссионных линий молекулы I_2

Ю.А.Матюгин, М.В.Охапкин, М.Н.Скворцов, С.М.Игнатович, С.Н.Багаев

Предлагается использовать узкие оптические резонансы, соответствующие компонентам сверхтонкой структуры эмиссионных переходов I_2 , в качестве частотных реперов для стабилизации частоты лазерного излучения в диапазоне 0.8–1.3 мкм. Для получения таких резонансов и исследования сверхтонкой структуры эмиссионных переходов создана экспериментальная установка, представляющая собой комбинацию двух лазерных спектрометров: спектрометра насыщенного поглощения и трехуровневого спектрометра. В качестве возбуждающего излучения в установке используется вторая гармоника излучения непрерывного Nd:YAG-лазера, а зондирующее излучение в диапазоне 968–998 нм генерируется диодным лазером с внешним резонатором. Пучки излучения обоих лазеров пространственно совмещаются в ячейке с парами иода, при этом для возбуждающего излучения в ячейке создается режим двух встречных волн. Продемонстрировано, что при фазовой модуляции возбуждающего излучения в центре доплеровской линии на обоих переходах – поглощающем и эмиссионном – возникают узкие резонансы, имеющие вид дисперсионной зависимости. Эти резонансы могут использоваться в качестве реперов для стабилизации частоты лазерного излучения. Представлены результаты исследования сверхтонкой структуры эмиссионной линии на переходе $(J' = 57, v' = 32) \rightarrow (J'' = 58, v'' = 48)$ при возбуждении на переходе $(J'' = 56, v'' = 0) \rightarrow (J' = 57, v' = 32)$.

Ключевые слова: спектроскопия иода, трехуровневая лазерная спектроскопия, Nd:YAG-лазер, диодный лазер с внешним резонатором, стабилизация частоты лазеров.

1. Введение

Линии поглощения молекулярного иода в настоящее время широко используются в качестве частотных реперов в диапазоне 500–650 нм. При нагревании паров иода в результате заселения более высоких колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния спектр поглощения можно расширить до 900 нм. Такой спектр включает в себя около 100000 дискретных линий. Существуют атласы с записью спектра иода и таблицами волновых чисел для сильных линий [1]. Линии иода имеют асимметричный контур шириной около 1500 МГц, их форма обусловлена суперпозицией неразрешенных из-за доплеровского уширения компонент сверхтонкой структуры (СТС). Центры линий в атласах определены с относительной погрешностью около 3×10^{-7} . Более высокую точность дает использование в качестве частотных реперов компонент сверхтонкой структуры, которые можно разрешить с помощью методов лазерной спектроскопии насыщения. При этом отдельные компоненты имеют вид узких (~ 1 МГц) оптических резонансов числом 15 или 21, лежащих в области около 1 ГГц. Таким образом, с учетом компонент СТС спектр иода содержит порядка 10^6 частотных реперов в диапазоне 500–900 нм.

Резонансы насыщенного поглощения представляют собой прекрасные реперы для стабилизации частоты излучения лазеров. Точность привязки частоты к центру ре-

зонанса достигает 10^{-14} , а воспроизводимость частоты составляет 10^{-13} . Ряд лазеров, стабилизированных по компонентам сверхтонкой структуры иода, рекомендован в качестве эталонов длины и частоты.

В последнее десятилетие проводились систематические высокоточные измерения частот отдельных компонент СТС в спектре поглощения иода. В диапазоне 526–667 нм были измерены частоты нескольких тысяч линий [2–5]; точность измерений составляла 1–3 МГц. В ближнем ИК диапазоне с использованием метода синтеза частот измерены частоты компонент СТС двух линий в диапазоне 729–732 нм с точностью $\sim 10^{-9}$ [6, 7] и выполнены систематические измерения в диапазоне 776–815 нм, точность которых составила 4×10^{-11} [8–10]. Еще более точные измерения ($\sim 10^{-12}$) были осуществлены с помощью фемтосекундного синтезатора для ряда линий в области 532 нм [11–13]. В работах [14, 15] результаты всех этих измерений были систематизированы и на их основе рассчитаны уточненные спектроскопические параметры молекулы иода. Были получены также интерполяционные формулы, которые позволяют вычислять частоты отдельных компонент СТС с точностью не хуже 3 МГц в диапазоне 526–667 нм и не хуже 200 кГц в диапазоне 778–815 нм. Таким образом, точность частотной шкалы, которую представляет собой спектр иода, за последние годы удалось повысить на один-два порядка в широком спектральном диапазоне.

Большой интерес представляет, на наш взгляд, не только дальнейшее повышение точности частотной шкалы для всего диапазона спектра поглощения, но и расширение этой шкалы в длинноволновый диапазон – в область эмиссионного спектра, простирающегося до 1.35 мкм. Узкие резонансы в эмиссионном спектре можно получить при возбуждении молекул иода излучением од-

Ю.А.Матюгин, М.В.Охапкин, М.Н.Скворцов, С.М.Игнатович, С.Н.Багаев. Институт лазерной физики СОРАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: matyugin@laser.nsk.ru, maxok@laser.nsk.ru, skv@laser.nsk.ru, багаев@ilph.nsk.su

ночастотного лазера. При этом на верхний уровень возбуждаются молекулы в очень узком интервале проекций скоростей, и возникает узкий, порядка однородной ширины линии, пик усиления. С возбужденного уровня возможны переходы на любой из 108 колебательных уровней основного электронного X-состояния. При достаточной мощности возбуждающего излучения на таких переходах возможно получение генерации. Данное обстоятельство, прежде всего, и было использовано для исследования резонансов.

Исследованию I₂-лазеров с оптической накачкой посвящено большое число работ [16–23]. Возбуждение молекул иода осуществлялось с помощью аргонового лазера [17–19], криптонового лазера [21], непрерывного лазера на красителе [20] и второй гармоники импульсного [16] и непрерывного [22, 23] Nd:YAG-лазеров. В этих работах продемонстрирована очень узкая линия усиления в спектрах излучения таких лазеров и отмечена перспективность использования I₂-лазера с оптической накачкой в качестве оптического стандарта частоты [19, 23]. Однако никаких высокоточных измерений частот переходов в эмиссионном спектре не проводилось. Не было выполнено также детальных исследований сверхтонкой структуры эмиссионных линий в широком диапазоне колебательных и вращательных квантовых чисел. Причина этого, на наш взгляд, состоит в том, что в перечисленных работах для накачки использовались лазеры, мало пригодные для таких исследований.

Чтобы получить частотные реперы с высокой воспроизводимостью частоты, лазеры накачки сами должны обладать параметрами, характерными для стандартов частоты, т. к. центральная частота создаваемых реперов определяется частотой накачки. Кроме того, для создания плотной гребенки частотных реперов необходимо возбуждать большое число переходов и, следовательно, лазер накачки должен перестраиваться в широком диапазоне. Наконец, для получения генерации лазер накачки должен иметь большую мощность. Лазеры в перечисленных выше работах всеми этими параметрами не обладали.

Ситуация с лазерами накачки в последнее время существенно изменилась. Были созданы компактные, простые и надежные в использовании лазеры с диодной накачкой и удвоением частоты. На основе привязки удвоенной частоты излучения таких лазеров к резонансам поглощения в молекуле иода созданы стандарты частоты [24, 25], при этом наряду с высокой стабильностью реализован широкий диапазон перестройки частоты излучения лазера [25]. Возможность использования Nd:YAG-стандарта для накачки I₂-лазера продемонстрирована в работе [23]. Показано, что возможно достижение стабильности частоты I₂-лазера на уровне 10⁻¹⁰.

Использование генерации для исследования узких линий усиления имеет свои достоинства, поскольку позволяет исследовать эмиссионные переходы в широком спектральном диапазоне без дополнительных лазеров. Вместе с тем мы считаем, что целый ряд преимуществ дает прямое исследование узких резонансов методом трехуровневой лазерной спектроскопии [26], т. е. путем зондирования смежного перехода с помощью дополнительного лазера. Во-первых, при этом снижаются требования к мощности лазера накачки, а значит, можно использовать для накачки более простой и дешевый лазер. Во-вторых, существенно увеличивается число переходов,

пригодных для исследования, и расширяется занимаемый ими диапазон. Это обусловлено тем, что дополнительно могут быть рассмотрены как более слабые переходы, так и те, у которых нижние уровни заселены и, как следствие, коэффициенты усиления недостаточны для получения генерации.

Ранее метод трехуровневой лазерной спектроскопии для исследования узких резонансов в молекуле иода был реализован в работе [27], где в качестве зондирующего использовался перестраиваемый лазер на красителе. В дальнейшем работы в данном направлении не получили развития, и главная причина этого, на наш взгляд, состоит в том, что резонансы, получаемые в таком спектрометре, лежат в видимом диапазоне и не представляют интереса в качестве частотных реперов, т. к. в этом диапазоне гораздо проще получить резонансы насыщенного поглощения. Подходящие перестраиваемые лазеры в диапазоне 0.9–1.3 мкм в то время отсутствовали. В настоящее время практически во всем этом диапазоне имеются простые и доступные источники перестраиваемого излучения на основе полупроводниковых лазеров. Сочетание эффективного лазера накачки на базе Nd:YAG-лазера и зондирующего полупроводникового лазера открывает прекрасные возможности для исследования оптических резонансов в эмиссионном спектре молекул иода.

В настоящей работе сообщается о создании лазерного спектрометра для трехуровневой спектроскопии молекулярного иода. Спектрометр предназначен для исследования оптических резонансов вынужденного излучения и оценки пригодности этих резонансов для стабилизации частоты лазеров.

2. Описание метода

В методе трехуровневой лазерной спектроскопии [26] два лазерных поля одновременно резонансно взаимодействуют с двумя смежными переходами, имеющими общий верхний уровень. Настроенное на линию поглощения молекулы иода излучение одного лазера, проходя через поглощающую ячейку с парами иода, переводит молекулы из основного X-состояния в электронно-возбужденное B-состояние (рис.1), из которого возможны переходы на любой колебательный уровень основного состояния. Излучение второго зондирующего лазера, настроенное на частоту такого перехода, пространственно

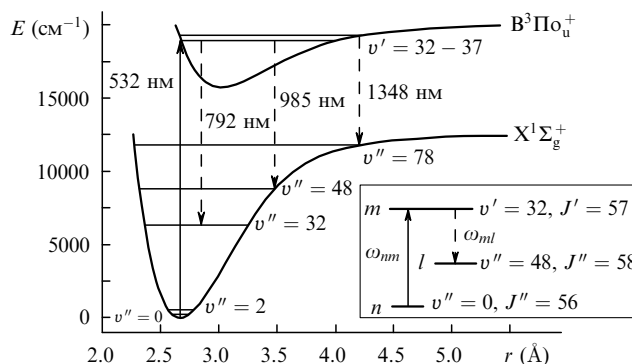


Рис.1. Кривые потенциальной энергии X- и B-уровней молекулы I₂. В диапазоне перестройки частоты излучения Nd:YAG-лазера возбуждаются колебательные уровни B-состояния с $v' = 32 - 37$. С этих уровней возможны переходы на колебательные уровни с $v'' = 2 - 78$ основного электронного X-состояния в диапазоне 534–1348 нм. На вставке показаны уровни исследуемых в работе переходов.

совмещается с излучением первого лазера и, проходя через ячейку, взаимодействует с молекулами, возбужденными первым лазером. Поскольку молекулы возбуждаются в узком интервале скоростей, второй лазер при перестройке регистрирует узкий пик усиления. Если частота возбуждающего поля будет настроена точно на центр доплеровской линии поглощения, то пик на смежном переходе также будет соответствовать центру линии смежного перехода.

Исследованию взаимодействия двух оптических полей с резонансной трехуровневой системой посвящено большое число работ (см. обзоры [26, 28]). Одной из характерных особенностей резонансов, возникающих в трехуровневой схеме, является их анизотропия. Частота излучения, на которой возникает резонанс, и его форма зависят от взаимного направления взаимодействующих полей. В общем случае резонансы имеют довольно сложную спектральную форму, которая определяется однофотонными и двухфотонными процессами. Сильное влияние на форму резонансов при больших полях накачки оказывает динамический эффект Штарка. Он приводит к уширению резонанса, а при больших полях накачки – к образованию провала в центре резонанса и даже к полному его расщеплению.

В первом приближении при небольших полях накачки резонансы имеют форму, близкую к лоренцевой. Полуширина резонанса на полувысоте для однонаправленных волн Γ^+ и для встречных волн Γ^- такова [26]:

$$\Gamma^+ = \gamma_n + \gamma_l + \left(1 - \frac{k}{k_p}\right)\gamma_m, \quad (1)$$

$$\Gamma^- = \gamma_n + \gamma_l + \left(1 + \frac{k}{k_p}\right)\gamma_m, \quad (2)$$

где γ_i – константы релаксации уровней; k_p и k – волновые числа поля накачки и зондирующего поля. При небольшом различии в длинах волн накачки и зондирующего излучения, т. е. при $k \approx k_p$, ширина резонанса для однонаправленных волн равна ширине запрещенного перехода, $\Gamma_{nl} = \gamma_n + \gamma_l$. Сужение линии при однонаправленном распространении волн связано с компенсацией доплеровского сдвига при двухквантовом переходе $n \rightarrow m \rightarrow l$.

Если частота накачки ω_p смещена относительно центра доплеровски уширенной линии ω_{nm} , то возбуждаются молекулы в окрестности скорости v , определяемой соотношением $\omega_n = \omega_{nm} \pm k_p v$. Знак плюс соответствует случаю, когда направление волнового вектора совпадает с направлением проекции скорости молекулы. Для этого случая скорость

$$v = \frac{1}{k_p}(\omega_p - \omega_{nm}). \quad (3)$$

Частота резонансного взаимодействия возбужденных молекул с зондирующей волной будет зависеть от направления распространения волны. Для волны, распространяющейся в том же направлении, что и волна накачки, эта частота

$$\omega^+ = \omega_{ml} + \frac{k}{k_p}(\omega_p - \omega_{nm}), \quad (4)$$

для встречного направления

$$\omega^- = \omega_{ml} - \frac{k}{k_p}(\omega_p - \omega_{nm}). \quad (5)$$

Данное обстоятельство имеет решающее значение при анализе спектра сверхтонкой структуры, регистрируемого на эмиссионном переходе.

В пределах линии поглощения компоненты СТС распределены в интервале 860–900 МГц, а полуширина доплеровского контура отдельной компоненты в области 530 нм составляет примерно 260 МГц при $T = 300$ К, поэтому практически все контуры перекрываются и излучение накачки взаимодействует с молекулами всех перекрывающихся контуров. В результате этого для разных компонент СТС, имеющих разные частоты переходов ω_{nm} , возбуждаются молекулы с разными скоростями, определяемыми соотношением (3), а на смежном переходе каждая из этих групп молекул будет излучать согласно (4) и (5) на своей частоте, определяемой своим доплеровским сдвигом. Таким образом, несмотря на то что все компоненты СТС линии поглощения взаимодействуют с одной и той же частотой, мы можем получить излучение, содержащее почти весь спектр сверхтонкой структуры эмиссионной линии.

В отличие от метода насыщенного поглощения, когда при перестройке частоты лазера может быть записан сразу весь спектр СТС, в трехуровневой спектроскопии регистрируются лишь те компоненты СТС, верхние уровни которых возбуждаются в данный момент лазером накачки. Число возбуждаемых компонент и интенсивность резонансов зависят от положения частоты накачки в пределах линии поглощения. Если отстройка частоты накачки от центра доплеровского контура какой-либо компоненты существенно превышает ширину доплеровского контура, то молекулы таких компонент не возбуждаются и, следовательно, резонансы не регистрируются.

При исследовании сверхтонкой структуры обычно измеряют частотные интервалы между резонансами. Компоненты СТС в пределах линии обычно обозначают порядковыми номерами, возрастающими по мере увеличения частоты. Чтобы получить соотношения, удобные для анализа регистрируемых спектров, рассмотрим два перекрывающихся доплеровских контура, соответствующих двум компонентам СТС линии поглощения с частотами переходов ω_1 и ω_2 , которым соответствуют центры доплеровских контуров. Каждому из этих двух переходов отвечает связанный с ним через общий верхний уровень переход в эмиссионном спектре. Обозначим частоты этих эмиссионных переходов Ω_1 и Ω_2 . Пусть частота накачки совпадает с частотой перехода ω_1 ($\omega_p = \omega_1$) и $\omega_1 < \omega_2$. В соответствии с (3) возбуждаются молекулы со скоростями для первого контура $v_1 = 0$, для второго – $v_2 = k_p^{-1}(\omega_1 - \omega_2)$. Найдем частоты резонансов на связанных переходах, используя соотношения (4) и (5) и с учетом того, что $\omega_1 < \omega_2$. Получим

$$\Omega_1^+ = \Omega_1, \quad \Omega_2^+ = \Omega_2 - \frac{k_c}{k_p}(\omega_2 - \omega_1), \quad (6)$$

$$\Omega_1^- = \Omega_1, \quad \Omega_2^- = \Omega_2 + \frac{k_a}{k_a}(\omega_2 - \omega_1). \quad (7)$$

Здесь k_c и k_a – волновые числа центров линии поглощения и эмиссионной линии. Если подходить строго, то в (6), (7) необходимо подставлять волновые числа полей, соответ-

ствующие каждому из регистрируемых резонансов. Однако значения этих чисел, взятые из справочника или найденные расчетным путем, соответствуют центрам линий и, кроме того, точность их определения та же или даже хуже, чем частотные интервалы между компонентами. Поэтому в первом приближении мы принимаем постоянным отношение волновых чисел для всех компонент сверхтонкой структуры. С учетом сказанного из соотношений (6) и (7) легко находим значения частотных интервалов:

$$\Delta\Omega_{21}^+ = \Omega_2^+ - \Omega_1^+ = \Delta\Omega_{21} - \frac{k_c}{k_a} \Delta\omega_{21}, \quad (8)$$

$$\Delta\Omega_{21}^- = \Omega_2^- - \Omega_1^- = \Delta\Omega_{21} + \frac{k_c}{k_a} \Delta\omega_{21}, \quad (9)$$

где $\Delta\Omega_{21} = \Omega_2 - \Omega_1$ и $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$.

Таким образом, если известна сверхтонкая структура для линии поглощения, т. е. частотные интервалы между ее компонентами, то можно вычислить частотные интервалы между компонентами эмиссионной линии, используя измеренные значения интервалов между резонансами для встречных или попутных волн. Из соотношений (8) и (9) можно получить формулы, полезные для анализа записанных спектров сверхтонкой структуры:

$$\Delta\Omega_{21}^- - \Delta\Omega_{21}^+ = 2 \frac{k_c}{k_a} \Delta\omega_{21}, \quad (10)$$

$$\Delta\Omega_{21} = \frac{1}{2} (\Delta\Omega_{21}^+ + \Delta\Omega_{21}^-). \quad (11)$$

Если на спектрограмме одновременно записаны резонансы для однонаправленных и встречных волн, а шкала частотной оси определена в произвольных единицах, например в единицах напряжения на пьезоэлементе или в единицах длины, то с помощью формулы (10) можно найти частотный масштаб шкалы и абсолютные значения частотных интервалов между резонансами. А с помощью формулы (11) можно вычислить частотный интервал между компонентами СТС для эмиссионного перехода.

3. Экспериментальная установка

В нашем спектрометре в качестве источника накачки используется разработанный ранее Nd:YAG-лазер с диодной накачкой и внутрирезонаторным преобразованием частоты [25]. Лазер имеет кольцевой резонатор, обеспечивающий одночастотный режим генерации с однонаправленной бегущей волной. Для генерации второй гармоники внутри резонатора лазера помещен кристалл КТР, оптическая ось которого ориентирована под углом 45° к направлению поляризации основного излучения в резонаторе. Данная ориентация кристалла КТР позволяет использовать его в качестве двулучепреломляющего оптического элемента, образующего вместе с поляризатором частотный селектор – фильтр Лио. Роль поляризатора играет активный элемент, один из торцов которого срезан под углом Брюстера. Перестройка частоты излучения лазера в широком диапазоне осуществляется за счет изменения температуры кристалла КТР. Диапазон перестройки на основной частоте зависит от длины кристалла КТР и в нашем лазере составляет 11

см⁻¹. Такой перестройке соответствует изменение температуры кристалла КТР в интервале $20-30^\circ\text{C}$. Точная подстройка частоты осуществляется с помощью пьезоэлемента, на котором крепится одно из зеркал резонатора. Резонатор лазера имеет очень жесткую конструкцию, что обеспечивает высокую кратковременную стабильность частоты генерации (~ 10 кГц). Лазер может активно стабилизироваться по резонансу насыщенного поглощения в иоде и таким образом с высокой точностью привязываться к центру линии. Исследования стабильности частоты, выполненные с использованием двух идентичных стабилизируемых лазеров, показали, что за 200 с стабильность генерации не хуже 10^{-14} .

Источником зондирующего излучения служит перестраиваемый диодный лазер с внешним резонатором. В работе использовались изготовленные в НПО «Полус» одномодовые лазерные диоды с частично просветленной выходной гранью (отражение выходного зеркала около 20%), генерирующие в области 980 нм. Типичные значения порогового тока и максимальной выходной мощности составляли 40 мА и 50 мВт соответственно. Внешний резонатор лазера построен по автоколлимационной схеме и имеет V-образную конфигурацию. Сколлимированный пучок после микрообъектива попадает на зеркало, которое направляет его под требуемым углом дифракции на решетку. Такая конфигурация выбрана в связи с тем, что используемая дифракционная решетка (1800 штрих./мм) в спектральном диапазоне генерации лазера имеет высокую (78.5%) дифракционную эффективность в первом порядке для поляризации, перпендикулярной штрихам решетки, и слишком малую (10%) для поляризации, параллельной штрихам. Если в первом случае в качестве выходного излучения использовать излучение нулевого порядка дифракции, которое составляет 7%, то резонатор оказывается недогруженным и из него выводится излучение малой мощности. Во втором случае обратная связь оказывается недостаточной для стабильной работы лазера. В данной конфигурации излучение выводится через зеркало, и нагрузку резонатора можно легко оптимизировать подбором коэффициента пропускания зеркала. Другим достоинством данной схемы является то, что выходной пучок не отклоняется при перестройке частоты генерации. Такая перестройка в нашей схеме осуществляется поворотом зеркала, которое устанавливается на миниатюрной юстировочной головке, имеющей юстировочные винты с шагом резьбы 0.3 мм. Решетка крепится неподвижно и установлена на пьезокерамику. Пропускание зеркала равно 32%.

На первый взгляд, недостатком данной схемы является то, что выходная мощность излучения распределяется на три выходящих из резонатора пучка: пучок, проходящий через зеркало сразу после лазерного диода, пучок, проходящий через зеркало после дифракции в первом порядке от решетки, и пучок нулевого порядка дифракции. Однако в процессе работы стало ясно, что это не является недостатком, поскольку все три пучка задействованы в рабочей схеме. Чтобы пучок первого порядка дифракции, прошедший через зеркало, не отклонялся при перестройке частоты генерации лазера, он направляется на дополнительное отклоняющее зеркало, закрепленное на подвижной части юстировочной головки. После отражения от этого зеркала пучок идет параллельно основному пучку и при повороте юстировочной головки не отклоняется. В оптической схеме спектрометра основной

пучок направляется в поглощающую ячейку, а второй пучок предполагается использовать в схеме точного измерения частоты. Пучок нулевого порядка служит для диагностики: часть излучения через световод подается на λ -метр, а часть – на интерферометр и для контроля мощности генерации лазера.

Непрерывная перестройка частоты лазера с помощью пьезоэлемента осуществлялась в диапазоне ~ 5 ГГц. Полный диапазон перестройки при 20 %-ном превышении тока возбуждения над пороговым равен 30 нм (от 968 до 998 нм).

Схема экспериментальной установки, представленная на рис.2, включает в себя по сути два лазерных спектрометра – спектрометр насыщенного поглощения и собственно трехуровневый спектрометр. Ячейка с молекулярным иодом является общей для обоих спектрометров. Спектрометр поглощения необходим для получения узких резонансов насыщенного поглощения, которые используются для привязки к ним частоты излучения Nd:YAG-лазера. Этот спектрометр построен по традиционной схеме [29]. Излучение второй гармоники после выхода из лазера коллимируется, проходит через полуволновую пластину, обеспечивающую поворот плоскости поляризации, и попадает на поляризатор. Здесь пучок разделяется на два пучка с ортогональными поляризациями. Интенсивность каждого из них зависит от направления плоскости поляризации на входе в поляризатор и может регулироваться поворотом полуволновой пластины. Далее пучки зеркалами направляются в ячейку с парами иода навстречу друг другу. Один из них имеет высокую интенсивность и является насыщающим, второй – зондирующим, и его интенсивность на порядок меньше, чем у первого. При настройке частоты второй гармоники на центр доплеровской линии поглощения оба пучка взаимодействуют с одними и теми же атомами. Если осуществить модуляцию насыщающего пучка по амплитуде, частоте или фазе, то эта модуляция за счет нелинейного взаимодействия передается и зондирующему пучку. В нашей схеме используется фазовая модуляция насыщающего пучка с помощью электрооптического модулятора (ЭОМ), помещаемого на пути распро-

странения пучка перед вводом его в ячейку. В результате нелинейного взаимодействия в ячейке встречного зондирующего пучка с фазово-модулированным насыщающим пучком происходит фазовая модуляция зондирующего пучка [30]. После прохождения через ячейку зондирующий пучок попадает на поляризатор П2 и отражается от него на фотодиод. С фотодиода модулированный сигнал подается на фазовый детектор системы автоматической подстройки частоты (АПЧ). При перестройке частоты генерации лазера модуляция зондирующего пучка возникает только вблизи центра доплеровской линии. Продетектированный сигнал имеет форму дисперсионной кривой шириной несколько мегагерц. Этот сигнал может использоваться в качестве сигнала ошибки для стабилизации частоты генерации лазера либо для записи спектра сверхтонкой структуры линии поглощения.

Рассмотренная оптическая схема спектрометра насыщенного поглощения составила основу схемы трехуровневого лазерного спектрометра. Она уже содержала в себе большинство необходимых элементов спектрометра: ячейку, систему ввода в ячейку пучка накачки, модулятор пучка накачки. Зеркала, с помощью которых пучки второй гармоники вводятся в ячейку, имели высокий коэффициент пропускания (около 90 %) на длине волны 985 нм и очень маленький (порядка 0.1 %) на длине волны 532 нм. Поэтому пучок излучения диодного лазера был введен в ячейку через одно зеркало и выведен через второе. При этом второе зеркало выполняло функцию фильтра, отделяющего излучение диодного лазера от излучения второй гармоники. Наличие двух разнонаправленных пучков накачки и возможность регулирования их интенсивности чрезвычайно удобно при проведении экспериментов, т. к. в трехуровневой спектроскопии форма и частота резонансов зависят от взаимного направления зондирующего пучка и пучка накачки.

При проведении первых экспериментов по трехуровневой спектроскопии была изменена фокусировка пучка накачки. Для стабилизации частоты диаметр пучка в ячейке выбирался из соображений минимизации ширины оптического резонанса, поэтому был достаточно большим (~ 1 мм) для того, чтобы уменьшить влияние пролетного уширения. В спектрометре решающее значение, особенно на первом этапе эксперимента, имела максимизация полезного сигнала при регистрации оптического резонанса. Для этого фокусировка была рассчитана таким образом, чтобы обеспечить минимальный объем пучка в ячейке и, следовательно, максимальную плотность мощности. Поскольку пучок накачки был астигматичным, то после фокусировки он имел две перетяжки – в вертикальной и горизонтальной плоскостях, отстоящих друг от друга на 6 см и расположенных в средней части ячейки. Размеры перетяжек составляли 0.5 и 0.38 мм. Фокусировка зондирующего пучка выбиралась из соображения наилучшего совпадения его контура в ячейке с контуром пучка накачки. Пучок диодного лазера на выходе имел в сечении эллиптическую форму с соотношением осей 1:4. Для получения симметричного сечения пучка использовался двухпризменный расширитель, требуемое расширение обеспечивалось призмами специально рассчитанной формы. После фокусировки диаметр перетяжки, расположенной в средней части ячейки, составлял 0.45 мм.

Зондирующий пучок после выхода из ячейки и дополнительной фильтрации попадал на кремниевый фото-

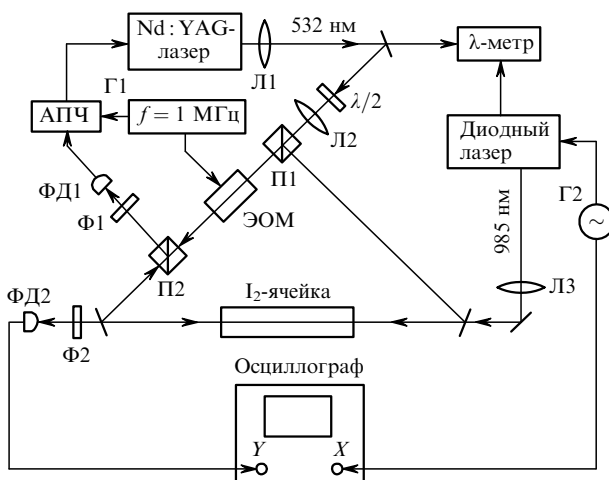


Рис.2. Схема лазерного спектрометра:

АПЧ – система автоматической подстройки частоты; ЭОМ – электрооптический модулятор; ФД1, ФД2 – фотодетекторы; П1, П2 – поляризаторы; Ф1, Ф2 – фильтры; Л1, Л2, Л3 – линзы; Г1, Г2 – генераторы.

диод ФД 24-К. Предварительно усиленный сигнал с фотодиода подавался на фазовый детектор и далее регистрировался цифровым осциллографом. При этом осуществлялась фазовая модуляция излучения накачки с помощью ЭОМ. Частота модуляции составляла 1 МГц при глубине модуляции 0.5, а частота излучения диодного лазера сканировалась путем подачи на пьезоэлемент напряжения с частотой 50 Гц. При тщательной настройке оптической схемы, позволяющей свести к минимуму шумы, обусловленные паразитной оптической обратной связью, оптические резонансы можно было регистрировать и без использования модуляционной техники. При этом сигнал с фотоприемника подавался сразу на осциллограф, и при сканировании частоты излучения диодного лазера наблюдался пик усиления. Настройка Nd:YAG-лазера и диодного лазера на требуемую длину волны осуществлялась с помощью λ -метра (фирма «Ангстрем»), обеспечивающего измерение с погрешностью не хуже 10^{-7} .

Стеклянная ячейка с парами иода имела длину 30 см, давление паров в ней регулировалось изменением температуры охлаждаемого отрезка, которая стабилизировалась электронной системой регулирования с точностью 10 мК. Для охлаждения использовался элемент Пельтье.

4. Результаты экспериментов

Диапазон перестройки второй гармоники излучения лазера накачки составляет 22 см^{-1} (от 18775 до 18797 см^{-1}). В этот диапазон попадают 70 сильных линий поглощения молекулярного иода. С помощью данных [1] и с использованием спектроскопических параметров молекул иода, приведенных в работах [31, 32], были определены колебательные и вращательные квантовые числа для всех переходов, соответствующих этим линиям. Все переходы начинаются на колебательном уровне с $v'' = 0$ основного электронного состояния $X^1\Sigma_g^+$ и оканчиваются на колебательных уровнях с $v' = 32 - 37$ возбужденного $V^3\Pi_u^+$ -состояния. Колебательные квантовые числа J'' этих переходов лежат в диапазоне 48–146. Схема энергетических уровней молекулы иода приведена на рис.1. После того как квантовые числа возбуждаемых уровней были определены, были вычислены частоты эмиссионных переходов, начинающихся с этих уровней, и отобраны те переходы, частоты которых попадают в диапазон перестройки частоты излучения диодного лазера. Этим частотам соответствуют переходы на колебательные уровни основного электронного состояния с квантовыми числами $v'' = 47$ и 48. Используемые спектроскопические параметры обеспечивают вычисление частот эмиссионных переходов с относительной погрешностью не хуже 10^{-6} , что составляет $\pm 300 \text{ МГц}$. Эта точность достаточна для настройки длины волны излучения диодного лазера на исследуемый переход по λ -метру.

На рис.3–7 представлены полученные с помощью спектрометра экспериментальные записи спектрограмм резонансов, которым соответствует возбуждение молекул на переходе ($J'' = 56, v'' = 0$) \rightarrow ($J' = 57, v' = 32$). Резонансы наблюдались на переходе ($J' = 57, v' = 32$) \rightarrow ($J'' = 58, v'' = 48$). Волновое число эмиссионного перехода, вычисленное по данным [31, 32], равно $10152.386 \text{ см}^{-1}$.

На рис.3 приведен спектр сверхтонкой структуры линии поглощения, который представляет собой сигнал с

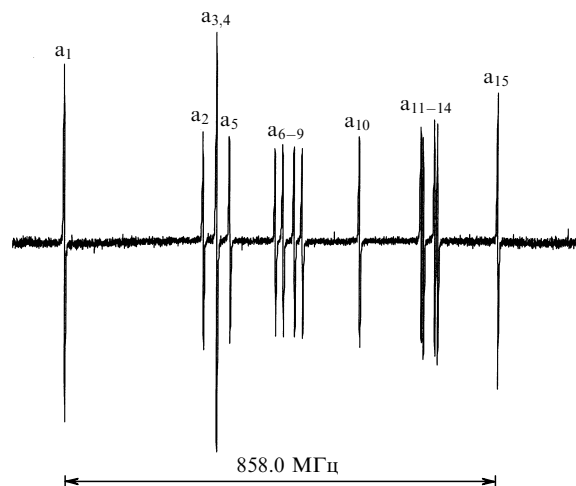


Рис.3. Спектр сверхтонкой структуры линии поглощения молекулы I_2 на переходе 32–0 линии R(56), записанный с помощью спектрометра при перестройке частоты излучения Nd:YAG-лазера.

фазового детектора АПЧ, записанный при медленной перестройке частоты Nd:YAG-лазера. Использована обычно принятая система обозначений компонент. В табл.1 приведены частотные интервалы между компонентами, измеренные в работе [33]. Следует отметить, что для многих линий поглощения, попадающих в диапазон перестройки частоты излучения второй гармоники Nd:YAG-лазера, сверхтонкая структура очень хорошо изучена и интервалы между компонентами измерены с точностью лучше, чем 10 кГц. Знание сверхтонкой структуры линии поглощения существенно облегчает идентификацию компонент СТС для эмиссионного перехода. Дело в том, что параметры сверхтонкого расщепления, определяющие структуру спектра, в большей степени зависят от вращательного момента и незначительно – от межъядерного расстояния молекулы. В результате в трехуровневой схеме, где два смежных перехода различаются только колебательными числами основного состояния и поэтому имеют близкие значения параметров расщепления, сверхтонкая структура эмиссионной линии очень похожа на структуру линии поглощения.

С использованием фазовой модуляции излучения накачки были зарегистрированы резонансы и на эмиссионном переходе. Для этого в ячейку навстречу модулированному пучку накачки вводился пучок зондирующего излучения, частота которого была с помощью λ -метра

Табл.1. Сверхтонкое расщепление линии поглощения R(56) молекулы I_2 на переходе 32–0 [33].

Компонента СТС	Частотный сдвиг (кГц)
a ₁	0
a ₂	259698
a ₃	285862
a ₄	285862
a ₅	311360
a ₆	401480
a ₇	416998
a ₈	439626
a ₁₀	571548
a ₁₁	698045
a ₁₂	702774
a ₁₃	726031
a ₁₄	732211
a ₁₅	857960

настроена на расчетную частоту эмиссионного перехода. Сигнал с фотоприемника ФД2 подавался на фазовый детектор АПЧ и затем на осциллограф. Частота излучения Nd:YAG-лазера, предварительно настроенная приблизительно на центр линии поглощения, сканировалась с помощью пьезоэлемента подачей на него напряжения 50 Гц. Обычно для регистрации резонансов требовалась лишь незначительная подстройка частоты излучения диодного лазера, выполняемая изменением постоянного напряжения на пьезоэлементе. Резонансы эмиссионной линии, полученные с использованием модуляционной техники, показаны на рис.4. Они, так же как и резонансы в спектре поглощения, имеют вид дисперсионной зависимости и могут быть использованы в качестве сигнала ошибки для подстройки частоты излучения диодного лазера к центру резонанса. Для обеспечения при этом привязки частоты излучения стабилизируемого лазера к частоте перехода необходимо, чтобы резонанс находился в центре доплеровского контура. Это достигается автоматически, если частота накачки привязывается к резонансу насыщенного поглощения. Оба резонанса на смежных переходах возникают одновременно при фазовой модуляции накачки в присутствии двух встречных волн излучения накачки в ячейке. Таким образом, если одновременно со стабилизацией частоты зондирующего излучения, то его частота будет привязана к частоте перехода. Для практической реализации такой возможности разработана и уже изготавливается соответствующая аппаратура.

Детальное исследование спектра СТС эмиссионного перехода проводилось без использования модуляционной техники. Сигнал с фотоприемника сразу подавался на осциллограф, и регистрировалась переменная составляющая сигнала, возникающая под действием накачки с фиксированной частотой при перестройке частоты излучения диодного лазера. Регистрируемые таким образом резонансы представляют собой в явном виде пики усиления, возникающие под действием накачки. По амплитуде пиков можно определить коэффициент усиления на смежном переходе, равный отношению переменной составляющей сигнала к той части постоянной составляющей, которая обусловлена мощностью прошедшего через ячейку зондирующего излучения.

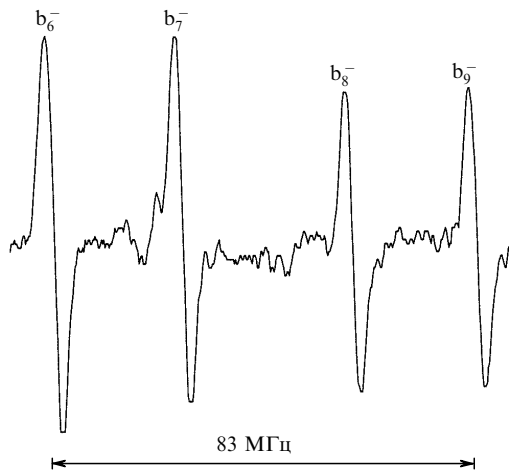


Рис.4. Фрагмент спектра сверхтонкой структуры эмиссионной линии молекулы I_2 на переходе 48 – 32 линии P(58), накачка на переходе 32 – 0 линии R(56). Скорость сканирования частоты 22 МГц/мс.

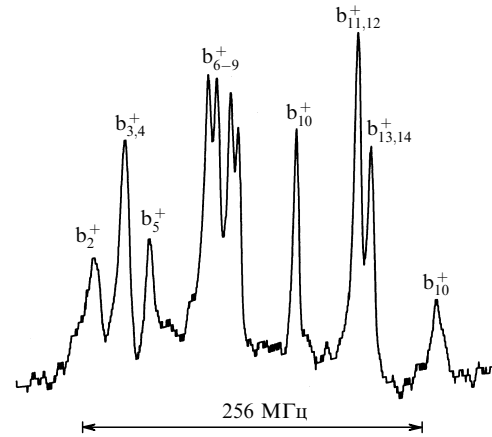


Рис.5. Спектр сверхтонкой структуры эмиссионной линии P(58) молекулы I_2 на переходе 48 – 32, накачка на переходе 32 – 0 линии R(56). Скорость сканирования частоты 66 МГц/мс.

На рис.5 представлена запись спектра СТС эмиссионного перехода для случая однонаправленных волн. Из сравнения рис.3 и 5 видно, что структуры обеих спектрограмм практически идентичны, если учесть, что на спектрограмме рис.5 отсутствует резонанс, соответствующий компоненте a_1 . На спектрограмме рис.5 имеются три резонанса, соответствующие компонентам $a_2 - a_5$, группа из четырех резонансов, соответствующих $a_6 - a_9$, два одиночных резонанса, соответствующих a_{10} и a_{15} , и два резонанса, представляющие собой два неразрешенных дублета, соответствующих компонентам $a_{11} - a_{14}$. С использованием этого соответствия были пронумерованы резонансы на спектрограмме рис.5. Резонансу b_m^+ соответствует переход, имеющий общий верхний подуровень с компонентой a_m . Знак плюс означает, что резонансы соответствуют однонаправленным волнам. При записи спектрограммы накачка осуществлялась на частоте, находящейся вблизи частоты компоненты a_{10} . Можно записать и весь спектр эмиссионного перехода, для чего частоту накачки лучше выбрать посредине между частотами компонент a_1 и a_{15} . При этом отстройка от центров доплеровских контуров этих компонент будет равна 430 МГц. Расчеты показывают, что при такой расстройке поглощение на крыле доплеровского контура будет составлять всего лишь $\sim 5\%$ от поглощения в центре контура. Возникающий при этом слабый сигнал может быть зарегистрирован при увеличении мощности накачки и повышении отношения сигнал/шум. Частотная шкала на второй спектрограмме определена на основании дополнительных измерений, о которых будет сказано ниже. Мы видим, что частотные шкалы на двух рассматриваемых спектрограммах существенно различаются. Объясняет это различие соотношение (8), из которого следует, что в случае однонаправленных волн частотные интервалы между резонансами меньше интервалов между частотами соответствующих переходов на величину $k_e/k_a \Delta\omega$. В нашем случае $k_e/k_a = 0.54$, а $\Delta\omega_{2,15} = 598$ МГц и соответственно $k_e/k_a \Delta\omega_{2,15} = 323$ МГц. Если бы частотные интервалы между компонентами линии поглощения и эмиссионной линии были абсолютно равны, т.е. $\Delta\omega_{2,15} = \Delta\Omega_{2,15}$, то интервал между соответствующими резонансами составил бы 275 МГц, что незначительно отличается от измеренного значения 256 МГц.

На рис.6 представлен фрагмент спектрограммы, записанной при введении в ячейку двух встречных волн воз-

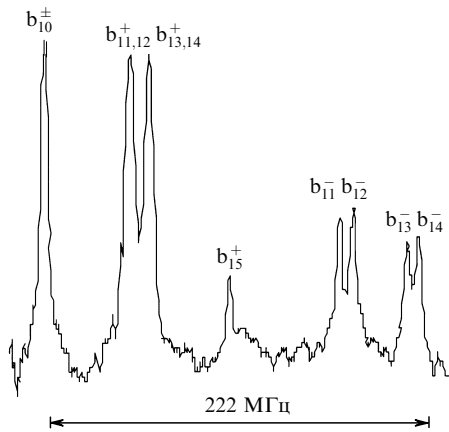


Рис.6. Фрагмент спектра сверхтонкой структуры эмиссионной линии P(58) молекулы I_2 на переходе 48–32, накачка в центре компоненты a_{10} линии поглощения R(56) на переходе 32–0. Скорость сканирования частоты 38 МГц/мс.

буждающего поля. В этом спектре присутствуют резонансы, характерные как для встречных, так и для однонаправленных волн. Знаками плюс и минус обозначены соответственно однонаправленные и встречные волны. Чтобы определить, к какому типу относятся наблюдаемые резонансы, достаточно было перекрыть один из пучков накачки. Приведенные спектрограммы записаны при настройке частоты накачки на частоту компоненты a_{10} . При записи спектра частота излучения Nd:YAG-лазера не стабилизировалась, а точность настройки на центр компоненты a_{10} определялась на основании наблюдения за резонансами эмиссионного перехода b_{10}^+ и b_{10}^- . При настройке на центр доплеровского контура резонансы в соответствии с (6) и (7) сливаются в один, а при расстройке разделяются. Из спектрограммы видно, что в полном соответствии с выражениями (8) и (9) частотные интервалы между резонансами, отвечающими случаю взаимодействия со встречной волной, почти в три раза больше, чем в случае однонаправленных волн. Благодаря этому компоненты b_{11} и b_{12} , а также b_{13} и b_{14} , не разрешенные в случае однонаправленных волн, при встречном взаимодействии разрешаются. Аналогичная запись была сделана и для части спектра, расположенной с низкочастотной стороны от компоненты b_{10} . При попытке записать весь спектр одновременно качество записи существенно ухудшалось, т. к. расширение диапазона перестройки снижало отношение сигнал/шум из-за увеличения скорости перестройки.

Спектрограммы типа представленной на рис.6 были обработаны с использованием соотношений (10), (11). Для этого координаты резонансов, взятые из полученных на цифровом осциллографе данных, вводились в разработанную программу, которая для каждой спектрограммы вычисляла частотный масштаб, а также частотные интервалы между резонансами и между компонентами СТС эмиссионного перехода. Разброс значений частотных интервалов, вычисленных для разных спектрограмм, достигал 5%–7%. Это связано с тем, что из-за нелинейности пьезоэлемента частотная шкала зависит от напряжения на пьезоэлементе. Таким образом, данный метод может быть использован лишь для грубого определения частотного масштаба спектрограмм. С целью повышения точности необходимо существенно увеличить линейность перестройки частоты диодного лазера.

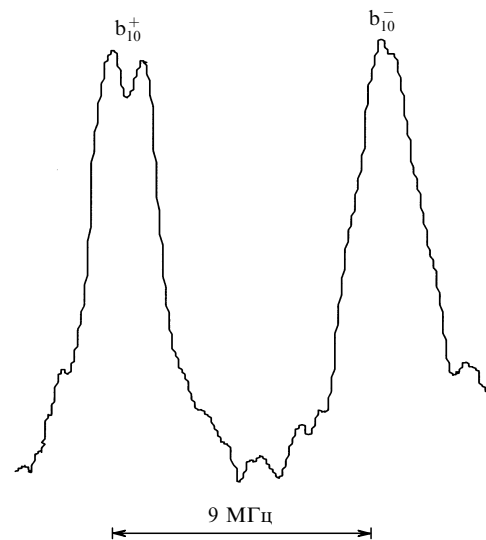


Рис.7. Резонанс b_{10} , записанный при небольшой отстройке частоты накачки от центра доплеровского контура компоненты a_{10} и при более медленном сканировании частоты. Скорость сканирования 5 МГц/мс, давление в ячейке 50 мТор.

В дальнейшем мы планируем осуществлять точное измерение частотных интервалов с использованием гетеродинного метода.

При записи спектрограммы на рис.6 мощность накачки во встречной волне составляла 4 мВт, в попутной волне – 3 мВт, мощность зондирующего излучения была равна около 0.5 мВт. Коэффициент усиления, соответствующий резонансу b_{10} на рис.6, равен 3×10^{-3} . Этому значению отвечает суммарная мощность накачки 7 мВт, т. к. резонанс b_{10} формируется под действием обоих полей – встречного и попутного. Давление паров в ячейке было равно 50 мТор. При данном давлении и мощности накачки 3 мВт в ячейке поглощалось 70% вводимой мощности. Увеличение давления паров молекулярного иода в ячейке не приводило к заметному росту амплитуды резонансов. Это можно объяснить тем, что при увеличении давления поглощенная мощность, а значит и полное число возбужденных молекул, увеличивается незначительно. Кроме того, уширение линии из-за давления действует на амплитуду резонансов противоположным образом.

Несмотря на относительно небольшую мощность накачки, мы наблюдали проявление динамического эффекта Штарка: с уменьшением скорости сканирования частоты в центре резонансов для однонаправленных волн наблюдался провал. Это видно на рис.7, где представлена запись резонансов компоненты b_{10} для встречной и попутной волн. Чтобы определить величину насыщения, мы измерили поглощение в ячейке при ослаблении мощности накачки в 20 раз. Поглощение при этом увеличилось с 70% до 78%, что соответствует параметру насыщения $I/I_0 = 0.28$, где I – интенсивность излучения в ячейке, I_0 – насыщающая интенсивность.

5. Заключение

Проведенная экспериментальная проверка работоспособности созданного лазерного спектрометра показала, что выбранная схема спектрометра обеспечивает возможность детального исследования сверхтонкой стру-

ктуры эмиссионных линий. При этом для надежной регистрации резонансов требуется сравнительно небольшая (всего 3–4 мВт) мощность возбуждающего излучения, что более чем на порядок меньше, чем при использовании генерационного метода. Следует отметить, что коэффициент Франка—Кондона для исследуемого перехода, равный 3.5×10^{-3} [32], меньше среднего значения для данного диапазона и более чем на порядок меньше, чем для переходов в области 1.3 мкм. Дальнейшее совершенствование метода регистрации позволит еще уменьшить требуемую мощность возбуждения.

Важным достоинством спектрометра является возможность одновременного получения резонансов на поглощающем и эмиссионном переходах при фазовой модуляции возбуждающего излучения. Одновременная стабилизация частот обоих лазеров по этим резонансам должна обеспечить привязку частоты излучения зондирующего лазера к частоте эмиссионного перехода. Таким образом, компоненты СТС эмиссионных переходов могут служить частотными реперами для стабилизации частоты излучения лазеров с ожидаемой воспроизводимостью частоты не хуже 10^{-10} . Если использовать для возбуждения молекул излучение нашего Nd:YAG-лазера, то можно получить около 5000 активных эмиссионных переходов в диапазоне 0.8–1.34 мкм. Следовательно, с учетом сверхтонкой структуры число частотных реперов будет составлять $\sim 10^5$. Его можно увеличить в несколько раз, если использовать для возбуждения излучение других лазеров, например вторую гармонику Yb:YAG-лазера. Необходимо отметить, что в диапазоне 0.8–1.3 мкм на сегодняшний день практически отсутствуют реперы для стабилизации частоты излучения лазеров. В то же время в этом диапазоне имеется ряд эффективных перестраиваемых лазеров, используемых для целей спектроскопии, коммуникации и метрологии, а значит, есть потребность в стабилизации частоты их излучения.

В дальнейшем мы планируем осуществлять измерение частотных интервалов между компонентами сверхтонкой структуры эмиссионных линий с использованием гетеродинного метода и абсолютное измерение частот отдельных компонент СТС – с помощью фемтосекундного синтезатора оптических частот. Точное измерение частот эмиссионных переходов позволит с высокой точностью измерить энергии высоколежащих колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния молекулы иода и соответственно уточнить форму потенциальной кривой основного состояния.

Полученные данные позволят также уточнить спектроскопические параметры молекулы I₂ для эмиссионного спектра, что в свою очередь обеспечит возможность вычисления с высокой точностью частот любых эмиссионных переходов. В результате эмиссионная часть спектра может быть использована как частотная шкала в диапазоне 0.8–1.34 мкм, дополнив таким образом частотную шкалу, образуемую абсорбционным спектром.

Авторы выражают благодарность А.В.Астапчуку за помощь в проведении расчетов частот переходов молекулярного иода и П.А.Травникову за помощь при проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17706, 05-02-17854).

- Gerstenkorn S., Luc P. *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode, 14000–15600 cm⁻¹, 15600–17600 cm⁻¹, 17500–20000 cm⁻¹* (91405 Orsay, France, Laboratoire Aime Cotton, CNRS II, 1977, 1977, 1978); Gerstenkorn S., Verges J., Chevillard J. *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode, 11000–14000 cm⁻¹* (91405 Orsay, France, Laboratoire Aime Cotton, CNRS II, 1982).
- Sansonetti C.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1913 (1997).
- Velchev I., van Dierendonck R., Hogervorst W., Ubachs W. *J. Mol. Spectrosc.*, **187**, 21 (1998).
- Xu S.C., van Dierendonck R., Hogervorst W., Ubachs W. *J. Mol. Spectrosc.*, **201**, 256 (2000).
- Kato H. *Doppler-Free High Resolution Spectral Atlas of Oidine Molecule* (Tokyo, Japan Society for the Promotion of Science, 2000).
- Bagayev S.N., Belkin A.M., Dychkov A.S., Farnosov S.A., Fateev N.V., Kolker D.B., Matyugin Yu.A., Okhapkin M.V., Pivtsov V.S., Zakharyash V.F., Zhmud V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3736**, 310 (1999).
- Bagayev S.N., Glushkov A.V., Dychkov A.S., Farnosov S.A., Fateev N.V., Karapuzikov A.I., Kolker D.B., Matyugin Yu.A. *Proc. 31st EGAS Conference* (Marseille, France, 1999, p. 131).
- Bodermann B., Böensch G., Knöckel H., Nicolaus A., Tiemann E. *Metrologia*, **35**, 105 (1998).
- Bodermann B., Klug M., Knöckel H., Tiemann E., Trebst T., Telle H.R. *Appl. Phys. B*, **67**, 95 (1998).
- Bodermann B., Klug M., Winkelhoff U., Knöckel H., Tiemann E. *Eur. Phys. J. D*, **11**, 213 (2000).
- Ye J., Robertsson L., Picard S., Ma L.-S., Hall J.L. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **48**, 544 (1999).
- Holzwarth R., Nevsky A.Yu., Zimmermann M., Udem Th., Hänsch T.W., von Zanthier J., Walther H., Knight J.G., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Appl. Phys. B*, **73**, 269 (2001).
- Hong F.-L., Zhang Y., Ischikawa J., Onae A., Matsumoto H. *Opt. Commun.*, **212**, 89 (2002).
- Knöckel H., Bodermann B., Tiemann E. *Eur. Phys. J. D*, **28**, 199 (2004).
- Bodermann B., Knöckel H., Tiemann E. *Eur. Phys. J. D*, **19**, 31 (2002).
- Byer R.L., Herbst R.L., Kildal H., Levenson M.D. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 463 (1972).
- Koffend J.B., Field R.W. *J. Appl. Phys.*, **48**, 4468 (1977).
- Wellegehausen B., Stephan K.H., Friede D., Welling H. *Opt. Commun.*, **23**, 157 (1977).
- Koffend J.B., Goldstein S., Bacis R., Field R.W., Ezekiel S. *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 1040 (1978).
- Матюгин Ю.А., Устинов Г.Н. *Квантовая электроника*, **6**, 2182 (1979).
- Barwood G.P., Gill P., Marx B.R. *Opt. Commun.*, **41**, 195 (1982).
- Arie A., Schiller S., Gustafson E.K., Byer R.L. *Opt. Lett.*, **17**, 1204 (1992).
- Klug M., Schulze K., Hinze U., Apolonskii A., Tiemann E., Wellegehausen B. *Opt. Commun.*, **184**, 215 (2000).
- Ye J., Robertsson L., Picard S., Ma L.-S., Hall J.L. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **48**, 544 (1999).
- Okhapkin M.V., Skvortsov M.N., Belkin A.M., Kvashnin N.L., Bagayev S.N. *Opt. Commun.*, **203**, 359 (2002).
- Beterov I.M., Chebotayev V.P. *Progr. Quantum Electronics* (New York: Pergamon Press, 1974, vol. 3, pt 1, p. 1).
- Hackel P.R., Ezekiel S. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 1736 (1979).
- Wellegehausen B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 1108 (1979).
- Eickhoff M. L., Hall J.L. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **44**, 155 (1995).
- Shirley J.H. *Opt. Lett.*, **7**, 537 (1982).
- Gerstenkorn S., Luc P. *J. Physique*, **46**, 867 (1985).
- Martin F., Bacis R., Churassy S., Verges J. *J. Mol. Spectrosc.*, **116**, 71 (1986).
- Arie A., Byer R.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1990 (1993).